Kern- und festkörperphysikalische Untersuchungen am ersten angeregten Zustand des Kerns ^{63}Ni

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von Jörn Bleck

aus Berlin

- Juni 1970 -

1. Gutachter: Prof. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. S. Hüfner

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juli 1970

Tag der Promotion:

Kern- und festkörperphysikalische Untersuchungen am ersten angeregten Zustand des Kerns ^{63}Ni

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von Jörn Bleck

aus Berlin

- Juni 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis — Seite

Zusammenfassung 1

I. Einleitung 3

II. Experiment 6

a) Prinzip 6

b) Auswahl des Niveaus und der Reaktion 8

c) Apparativer Aufbau 9

1.) Strahlsystem

2.) Target

3.) Temperaturregelung

4.) Detektoren, Elektronik, Magnetfeld

d) Auswertung 13

III. Messungen und Resultate 14

a) Kernphysikalischer Teil 14

b) Festkörperphysikalischer Teil 20

IV. Diskussion der Messungen und Resultate 23

a) Kernphysikalische Diskussion 23

b) Festkörperphysikalische Diskussion 31

1.) Messungen oberhalb 730° K

2.) Inneres Feld um 300° K bei verschiedenen äußeren Feldern

3.) Temperaturabhängigkeit von B_n bei B_{ext} = 18.3 kG

4.) Die Dämpfung der γ-Strahlenanisotropie

V. Schlußbetrachtung 45

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0012

Zusammenfassung

Diese Arbeit handelt von Messungen am ersten angeregten Niveau des Kerns ^{63}Ni unter teils kernphysikalischen und teils festkörperphysikalischen Aspekten. Die angeregten ^{63}Ni-Kerne wurden am Berliner 5.5 MeV-Beschleuniger in einem massiven ^{62}Ni-Target durch Beschuß mit Deuteronen der Energie um 5.8 MeV über die Reaktion ^{62}Ni(d,p) erzeugt. Die Bestimmung der Anregungsenergie, der Lebensdauer und des magnetischen Kern-Dipolmoments erfolgte durch die Messung der Intensität der verzögert emittierten γ-Strahlung. Für die Bestimmung des magnetischen Moments durch die direkte oder stroboskopische Beobachtung der Kern-Larmorpräzession in einem äußeren Magnetfeld wurde das Target durch Aufheizen auf bis zu 1100° K in den paramagnetischen Zustand versetzt. Die Resultate sind E = 87.2 ± 0.4 KeV, τ = 2.49 ± 0.05 μsec, g = + 0.296 ± 0.001. Der angegebene g-Faktor ist als effektiver Wert bei 1100° K anzusehen, bei dem noch keine Verschiebung des am Kern wirkenden Magnetfeldes gegenüber dem außen angelegten Feld berücksichtigt wurde. Die Larmorpräzession der angeregten Kerne wurde bei verschiedenen Temperaturen zwischen 300° K und 1100° K und verschiedenen äußeren Magnetfeldern beobachtet und so das am Ruheort des Rückstoßkerns wirkende Magnetfeld bestimmt. Dabei wurde die Temperatur an der Meßstelle durch Verwendung eines speziellen Reglers auf ± 0.3° K konstant gehalten, was die Magnetfeldmessung auch im Gebiet starker Temperaturabhängigkeit ermöglichte. Bei 300° K wurde ohne äußeres Feld in einer unmagnetisierten Probe die Larmorpräzession um die statistisch orientierten inneren Magnetfelder beobachtet, deren Stärke innerhalb von 2 % mit dem aus NMR-Daten berechneten Feld übereinstimmt. Bei allen Messungen, außer bei den höchsten Temperaturen, wurde eine zeitliche Abschwächung der γ-Anisotropie beobachtet.

Die Diskussion der gemessenen Daten ergibt für den kernphysikalischen Aspekt im Vergleich zu den bisher vorliegenden Ergebnissen aus Untersuchungen desselben Niveaus durch die Wirkungsquerschnitte der Transferreaktionen ^{62}Ni(d,p) und ^{64}Ni(d,t) die Notwendigkeit, 1-Teilchen-Rumpfanregungen zu berücksichtigen. Die festkörperphysikalische Diskussion der Größe und Temperaturabhängigkeit des inneren Magnetfeldes erbringt insgesamt befriedigende Übereinstimmung mit den Werten, die aus NMR- und makroskopischen Magnetisierungsmessungen bekannt sind. Nur bei Temperaturen oberhalb 900° K treten Abweichungen von etwa 1 % auf.

Die Analyse der gesamten Temperaturabhängigkeit des inneren Magnetfeldes und der beobachteten zeitlichen Dämpfung der γ-Anisotropie deckt Mängel in der Temperaturmessung und -regelung auf, die erst durch eine apparative Weiterentwicklung behoben werden können.

Diese Experimente ergeben mit Ausnahme der Relaxation der γ-Anisotropie keinen Anhaltspunkt dafür, daß die festkörperphysikalischen Eigenschaften von Nickel, gemessen mit einem Rückstoßkern als Sonde, sich durch den Deuteronenbeschuß in meßbarem Umfang ändern. Die gegenüber den Mössbauer-Experimenten am angeregten ^{61}Ni weit höhere Meßgenauigkeit, die mit dem hier untersuchten ^{63}Ni-Zustand erreichbar ist, erweitert daher den Anwendungsbereich von kernphysikalischen Methoden in der Festkörperphysik.

I. Einleitung

Nickel ist eine sowohl in der Kernphysik wie auch in der Festkörperphysik ausgezeichnete Substanz. Das Isotop ^{56}Ni hat nach dem Schalenmodell mit N = Z = 28 einen doppelt magischen Kern, so daß ausgehend von den stabilen Isotopen mit den Massenzahlen 58, 60, 61, 62, 64 eine Vielzahl systematischer Untersuchungen über die Auswirkung von angelagerten Neutronen möglich ist. Es sind jedoch bisher erst zwei magnetische Momente (im ^{61}Ni, Shi68) und einige Lebensdauern angeregter Niveaus bekannt. Auf der anderen Seite ist Nickel ein theoretisch weitgehend verstandener und experimentell leicht handhabbarer Ferromagnet.

Zur Untersuchung festkörperphysikalischer Fragen mit Sonden in Gestalt angeregter Atomkerne stand an Nickel bislang nur das 67 KeV - Mössbauer-Niveau im ^{61}Ni zur Verfügung (ObeW61), das wegen seiner kurzen Lebensdauer (τ = 7.5 nsec, Mar68), seines kleinen g - Faktors (g = 0.17, Shi68) und seines geringen Debye-Waller-Faktors manche prinzipiellen und methodischen Schwierigkeiten aufwirft. Z.B. macht es die Linienbreite von 30 kG fast unmöglich, das innere Feld von 75 kG in Nickelmetall selbst zu untersuchen (WegO61). Vergleichbare Schwierigkeiten kennzeichnen die Kernresonanz- und Spin-Echo-Messungen am Nickel (z.B. BurBS69). Festkörperuntersuchungen mit Hilfe der ß-instabilen Nuklide ^{57,59,63,65}Ni sind bisher nicht bekannt geworden.

Daher schien es sinnvoll, in dem größeren Bereich von Ni-Isotopen, der durch Kernreaktionen am Beschleuniger zugänglich ist, nach einem geeigneteren Niveau zu suchen.

Vorweg stellt sich dabei das Problem, ob sich Strukturfragen eines Festkörpers überhaupt noch untersuchen lassen, wenn die dafür vorgesehene Sonde aufgrund der Art ihrer Erzeugung durch das Kristallgitter fortgeschleudert wird, das gleichzeitig von einem hochenergetischen Teilchenstrahl durchsetzt wird. Genauer ist vor der direkten Verwendung dieser Methode bei der Lösung von Festkörperproblemen zu fragen, welche Eigenschaften des Festkörpers sich als resistent gegen den Teilchenbeschuß und das Abbremsen der getroffenen Kerne erweisen. Allein diese Frage darf jedoch nach den seinerzeit überraschend guten Ergebnissen für den Mössbaereffekt nach Kernreaktionen (LeeK65,ChrR65) genügend Interesse beanspruchen, um derartige Experimente zu rechtfertigen.

Speziell für Ferromagneten ist das am Kernort wirkende Magnetfeld, hervorgerufen durch definierte Phasenbeziehungen zwischen den s- und d-Elektronen der Umgebung, eine wichtige und leicht meßbare Größe. Bereits 1967 konnte gezeigt werden (ChrH67), daß die durch die Reaktion $^{56}Fe(d,p)^{57}Fe^{*}$ erzeugten angeregten Kerne trotz einer anfänglich hohen Rückstoßenergie im Mössbauerspektrum im Rahmen der Meßgenauigkeit von ± 2 kG keinen Unterschied zu normalen Präparatespektren erkennen ließen. Mehrere zunächst zu vermutende Effekte würden solche Differenzen erwarten lassen, z.B. a) der getroffene Rückstoßkern kommt nicht auf einem Gitterplatz zur Ruhe, weil möglicherweise in seiner Umgebung im Verlauf des Abbremsvorganges das Gitter lokal geschmolzen ist; b) Störstellen in der Nähe führen zu Linienverbreiterungen; c) nach dem 10^{-12} sec dauernden Abbremsen schwankt die Umgebungstemperatur des Rückstoßkerns unkontrollierbar.

Die Untersuchung solcher und ähnlicher Fragen erfordert die Beobachtung des Zeitverhaltens der abgebremsten Rückstoßkerne, wie sie z.B. durch die zeitdifferentielle oder stroboskopische Beobachtung der Larmorpräzession möglich ist.

Diese in der vorliegenden Arbeit angewandten Methoden werden in Kapitel II kurz erläutert. Ferner wird die experimentelle Anordnung dargestellt und die Auswertung der Daten beschrieben. Kapitel III enthält die am ersten angeregten Niveau von ^{63}Ni durchgeführten Experimente und deren Ergebnisse sowohl zur Kernphysik als auch zur Festkörperphysik. Im IV. Kapitel werden die Resultate mit anderen Untersuchungen in Beziehung gesetzt. Die Schlußbetrachtung, Kapitel V, vergleicht dieses Niveau mit dem ^{61}Ni-Mössbauer-Niveau hinsichtlich der Verwendung als Sonde in der Festkörperphysik und diskutiert die mögliche Weiterentwicklung der vorliegenden Experimente.

II. Experiment

a) Prinzip

Das Prinzip der angewandten Meßmethode ist in der Literatur bereits eingehend dargestellt worden (z.B. Asi68), so daß hier eine ganz kurze Beschreibung genügen soll.

Die durch einen kurzen Strahlimpuls des Beschleunigers zur Zeit $t = t_o$ angeregten Kerne emittieren γ-Quanten mit einer Winkelverteilung

$$W(\Theta) = 1 + A_2 P_2(\cos[\Theta - \Theta_o]) \qquad \text{(II.1)}$$

relativ zu der Richtung Θ_o der Symmetrieachse, die zu Beginn ($t = t_o$) immer mit der Strahlrichtung ($\Theta = 0$) zusammenfällt. Die Die Intensität dieser Strahlung nimmt mit der Lebensdauer τ des Kernniveaus ab, die Anisotropie wird im allgemeinen ebenfalls exponentiell schwächer mit einer Dämpfungskonstanten λ, und die Symmetrieachse führt eine Larmorpräzession mit der Frequenz

$$\omega_L = g \frac{\mu_K}{\hbar} B_n \qquad \text{(II.2)}$$

um das auf den Kern wirkende Magnetfeld $\vec{B}_n$ aus. Steht das für alle Kerne gleiche Feld $\vec{B}_n$ senkrecht auf der Strahl-Detektor-Ebene, so ergibt sich für die Zeitabhängigkeit der γ-Intensität im Winkel Θ

$$I(t_o + t) = N e^{-\frac{t}{\tau}} \left\{ 1 + e^{-\lambda t} A_2 P_2(\cos[\Theta - \omega_L t]) \right\} \qquad \text{(II.3a)}$$

Sind dagegen alle Richtungen von $\vec{B}$ im Raum gleich häufig, wie es in einem völlig entmagnetisierten polykristallinen Ferromagneten der Fall ist, gilt (MatRS65)

$$(II.3b)\quad \underline{I}(t_0+t) = N \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \left\{ 1 + e^{-\lambda t} A_2 \cdot \left(\frac{1}{5} + \frac{2}{5} \cos \omega_L t + \frac{2}{5} \cos 2\omega_L t \right) \cdot P_2(\cos\theta) \right\}$$

In der Methode der differentiellen Beobachtung der Spinrotation werden diese Intensitätsverläufe direkt aufgenommen, wobei die Lebensdauer τ kürzer als der Strahlimpulsabstand T_o sein soll, und anschließend im Hinblick auf die gesuchten Größen $\tau, \lambda, A_2, \pm\omega_L$ ausgewertet. Bei der stroboskopischen Betrachtung (ChrM68), die insbesondere für Niveaus mit $\tau > T_o$ von Vorteil ist, wird das Vorliegen einer periodischen Intensitätsschwankung mit einer fest vorgegebenen Frequenz ω_o durch eine vereinfachte elektronisch vorgenommene Fourieranalyse nachgewiesen. Wenn die Frequenz $2\omega_L$ die durch die Strahlimpulsfrequenz $\frac{2\pi}{T_o}$ oder eine ihrer Oberwellen definierte Frequenz ω_o überstreicht, ergibt sich eine Resonanzkurve, deren Lage, Breite und Höhe man $\pm\omega_L$, λ und A_2 entnehmen kann.

In jedem Fall muß die zur Besetzung der angeregten Kernniveaus nötige Kernreaktion so ausgewählt werden, daß die Gesamtzählrate ($\sim N$) und die Anisotropie ($\sim A_2$) genügend groß werden.

b) Auswahl des Niveaus und der Reaktion

Die tiefliegenden Niveaus der Ni-Isotope von A = 58 bis 65 sind nach Spin und Energie hinlänglich bekannt, um mit einiger Sicherheit dasjenige mit der wahrscheinlich längsten Lebensdauer daraus zu ermitteln. Als für die Meßmethode ungeeignet sind auszuschließen alle Fälle mit Spin I = 0 oder 1/2, weil sie notwendig $A_2 = 0$ nach sich ziehen. Nach dem Kriterium: kleine Energiedifferenz bei großem Spinunterschied zu den tieferliegenden Zuständen, ergibt sich eindeutig das erste angeregte Niveau im ^{63}Ni, das nach den bisherigen Untersuchungen Spin und Parität $I^{\pi} = 5/2^-$ hat und 88 keV über dem $1/2^-$ - Grundzustand liegt (FulC63, FulD65).

Da dieser Grundzustand nicht stabil ist, muß das Niveau von den Nachbarkernen aus bevölkert werden, wofür sich bei der verfügbaren Beschleunigerenergie als einzige Möglichkeit die Reaktion ^{62}Ni(d,p) anbietet. Diese Reaktion ist bei Deuteronenenergien über 5.5 MeV bereits weitgehend vom direkten Typ und läßt daher einen genügend großen Anisotropiekoeffizienten A_2 erwarten. Bei einem angenommenen totalen Wirkungsquerschnitt von höchstens 10 mb wird innerhalb der äußersten 0.01 mm dicken Schicht des Targets auf 10^3 Deuteronen höchstens je einmal dies Niveau bevölkert. In dieser Schicht verlieren die Deuteronen etwa 1 MeV an Energie und tragen infolgedessen danach kaum noch bei. Die ^{63}Ni-Kerne erhalten durch diese Reaktion einige KeV Rückstoßenergie, aufgrund deren sie zumeist in Vorwärtsrichtung ca 10^{-5} cm weit durch das Gitter fliegen.

c) Apparativer Aufbau

1. Strahl

Der innerhalb des Beschleunigers mit $\Delta t = 10$ nsec und $T_o = 1\,\mu$sec vorgepulste Deuteronenstrahl von 5.7 ... 5.9 MeV Energie und ca. 1 μA Stromstärke wurde durch zwei Quadrupollinsen und einige Blenden auf das 1 mm Ø große Target fokussiert. Zwischen den Linsen durchlief er einen Strahlimpulsunterdrücker (Mah70), der vermittels elektrostatischer Ablenkung nach Wahl nur jeden 4., 8. oder 16. Strahlimpuls hindurchließ.

2. Target

Als Target wurde eine aus ^{62}Ni-Pulver (chemische Reinheit 99.9 %) unter Ar-Schutzgas in einem Al_2O_3-Tiegel mit Widerstandsheizung geschmolzene Kugel von ca. 20 mg verwendet. Sie wurde mit zwei Thermodrähten in Gold eingefaßt, wobei die blanke Seite der Kugel, die nicht mit dem Tiegelmaterial in Berührung gekommen war, als eigentliche Targetfläche vorn frei blieb, während die Thermodrähte nach hinten herausgeführt wurden. Es wurden erst Chromel/Alumel und später das unmagnetische Pallaplat* verwendet. Das ganze wurde mit einem dünnen Ta-Blech an einen 10 cm langen Alsint-Stab gepreßt, der die mechanische Verbindung zur Wand der Targetkammer herstellte und in der Nähe des Targets, aber elektrisch von ihm isoliert, die Heizwicklung aus Ta-Draht trug. Die Thermodrähte liefen in seinem Inneren bis zur Wand, wo sie durch einen Gummistopfen vakuumdicht herausgeführt wurden. Die zweite Lötstelle befand sich in einem mit Eiswasser gefüllten Dewar - Gefäß. Das ganze Target paßte ohne zu berühren in die lichte Weite von 9 mm zwischen Boden

---

*Beide Firma Heraeus, Marburg

und Deckel der Targetkammer, die an genau dieser Stelle zwischen den Polschuhen (35 mm Ø) des Magneten festgeklemmt war. Die gesamte thermische Isolation war so gut, daß eine Heizleistung von einigen Watt bereits Temperaturen um 300° C erzeugte.

Für Messungen bei tieferen Temperaturen wurde das Target an einem hohlen Kupferfinger befestigt, der innen mit einer temperaturgeregelten Flüssigkeit gefüllt war.

3. Temperaturregelung

Um eine hohe Temperaturgenauigkeit im Beschleunigertarget zu erreichen, wurde in dieser Arbeit ein Integral-Differential-Regler verwendet *). In diesem Gerät wird die Thermospannung 1000fach verstärkt und mit einer hochkonstanten Referenzspannung U_{ref} als Sollwert verglichen. Die Regelabweichung steuert über eine Proportionalstufe mit einstellbarer Verstärkung V_R, eine Integrationsstufe und eine Differentiationsstufe mit einstellbaren Zeitkonstanten T_n, T_v von 0.05 bis 150 sec die Ausgangsspannung, die über einen Leistungsverstärker direkt auf die Heizwicklung am Target gegeben wird. Zusätzlich zur Regelung überwacht das Gerät die Temperatur auch noch dergestalt, daß ein logisches Signal herausgegeben wird, wenn die Thermospannung ein gewisses Intervall von einstellbarer Breite um den Sollwert verläßt.

---

*) Für Entwicklung und Bau danke ich Herrn C. Baack, Sektor Elektronik, Hahn-Meitner-Institut

Bei einer typischen Einstellung für die hier verwendete Targetkonstruktion ($V_R = 32 \cdot 10^3$, $T_n = 4T_v$ = einige sec) schwankte der Heizstrom ständig um etwa 10 %, während die Temperatur an der Meßstelle in über 75 % der Zeit innerhalb des 0.5° C breiten Intervalls um den Sollwert lag. Die Einstellung der gewünschten Temperatur erfolgte dann allein mittels des Sollwerts U_{ref}. Der genaue Verstärkungsfaktor zwischen Thermospannung und Referenzspannung wurde am vollständigen Targetaufbau gemessen, indem das Target im Wasserbad auf 98.5° C erhitzt wurde.

Die Überwachung wurde in der Weise eingesetzt, daß die Messung durch das Logik-Signal unterbrochen oder in einem anderen Speicher aufgenommen wurde, solange die Temperatur außerhalb der eingestellten Toleranz lag.

4. Detektoren, Elektronik, Magnetfeld

Zum Nachweis der 88 KeV-γ-Strahlung wurden zwei 2mm x 38mm Ø NaJ(Tℓ)-Detektoren auf 56-DVP-Multipliern*) benutzt. Die nachgeschaltete elektronische Apparatur, die sowohl das Zeitspektrum von Ereignissen bestimmter γ-Energie wie das γ-Energiespektrum für bestimmte Zeitintervalle liefert, ist in Ref.(BleH69) beschrieben. Beide Detektoren waren in Höhe des Strahls in der horizontalen Ebene unabhängig voneinander um das Target schwenkbar an den Magneten montiert und konnten dem Target bis auf 10 cm genähert werden. Außerdem fand für die genaue Bestimmung der γ-Energie ein $7\ cm^3$ - Ge(Li) - Detektor Verwendung.
Das vertikale Magnetfeld konnte bis zu einer Stärke von 22 kG mit

*) Fa. Valvo, Hamburg

einer Homogenität in der Umgebung des Targetorts von besser als 1 ‰ erzeugt werden *). Es wurde mit einer Hochfeld-Hall-Sonde**) gemessen und während der Experimente kontrolliert, die ihrerseits gegen eine Protonenresonanzapparatur geeicht worden war.

*) Magnet Typ B-E10 8, Fa. Bruker (Karlsruhe)

**) Digitales Gaußmeter Typ 660, Fa. Bell Inc. (Columbus, Ohio, USA)

d) Auswertung

Die gemessenen Zeitspektren waren von der Form $I(t + t_o)$ von Gleichung (II.3a,b) und wurden auf einer Rechenmaschine zunächst nach den in Ref. (BleH69) dargestellten Methoden auf die Form

(II.4a) $$R(t) = a\, e^{-\lambda t} \cos [\Theta - 2\omega_L t]$$

bzw.

(II.4b) $$R(t) = a\, e^{-\lambda t} \{ \cos \omega_L t + \cos 2\omega_L t \}$$

gebracht. Dann wurden sie sowohl mit der Funktion

(II.4c) $$A \cdot \cos (\Theta - \omega t)$$

angenähert als auch der Fourieranalyse unterworfen (Ble67). Die mit beiden Verfahren gewonnenen Werte für a und ω_L stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein. Die Dämpfungskonstante λ ergab sich aus der Breite der Linien im Fourierspektrum und direkt aus dem Abklingen der Oszillation gemäß den obigen Gleichungen.
Die stroboskopischen Messungen erfordern über jeweils zwei Multiplikationen und eine Division hinaus zur Bildung des Doppelverhältnisses (ChrM68) $\frac{A_1 B_2}{A_2 B_1}$ keine weitere Auswertung.

III. Messungen und Resultate

a) Kernphysikalischer Teil*)

1. Anregungsenergie

Das dicke ^{62}Ni-Target wurde mit 5.7 MeV-Deuteronen in Abständen von 8 μsec jeweils 7 nsec lang bestrahlt. Mit dem Ge(Li)-Detektor wurde das daraus resultierende γ-Spektrum im Zeitintervall zwischen 50 nsec und 2 μsec nach jedem Strahlimpuls aufgenommen. Abb. 1 zeigt den Teil des Spektrums zwischen 20 und 160 keV mit der einzigen starken Linie, die unterhalb 1000keV zu beobachten war. Zur Eichung wurde danach das γ-Spektrum einer ^{133}Ba-Quelle aufgenommen, die γ-Quanten von 30.5, 54.0 und 81.0 keV emittiert. Daraus ergibt sich für den Energie-Schwerpunkt der verzögerten γ-Linie

$$E = 87.2 \pm 0.4 \text{ keV}.$$

Der angegebene Fehler ist aus der Übereinstimmung zwischen dem wahren und dem beobachteten ^{133}Ba-Spektrum abgeschätzt.

2. Lebensdauer

Bei einer Einschußenergie von 5.8 MeV und 16 μsec Strahlimpulsabstand wurde ohne äußeres Magnetfeld bei Raumtemperatur das Zeitspektrum der 87 keV-γ-Intensität aufgenommen(siehe Abb. 2). Die Anpassung der Funktion $U + H\, e^{-(t - t_o)/\tau}$ in den eingezeichneten Grenzen ergibt die Werte U = 310, H = 1045, $\tau = 2.48\,\mu$sec. Dabei wurde die Zeiteichung nicht wie sonst üblich durch bekannte

*) vgl. (BleM70)

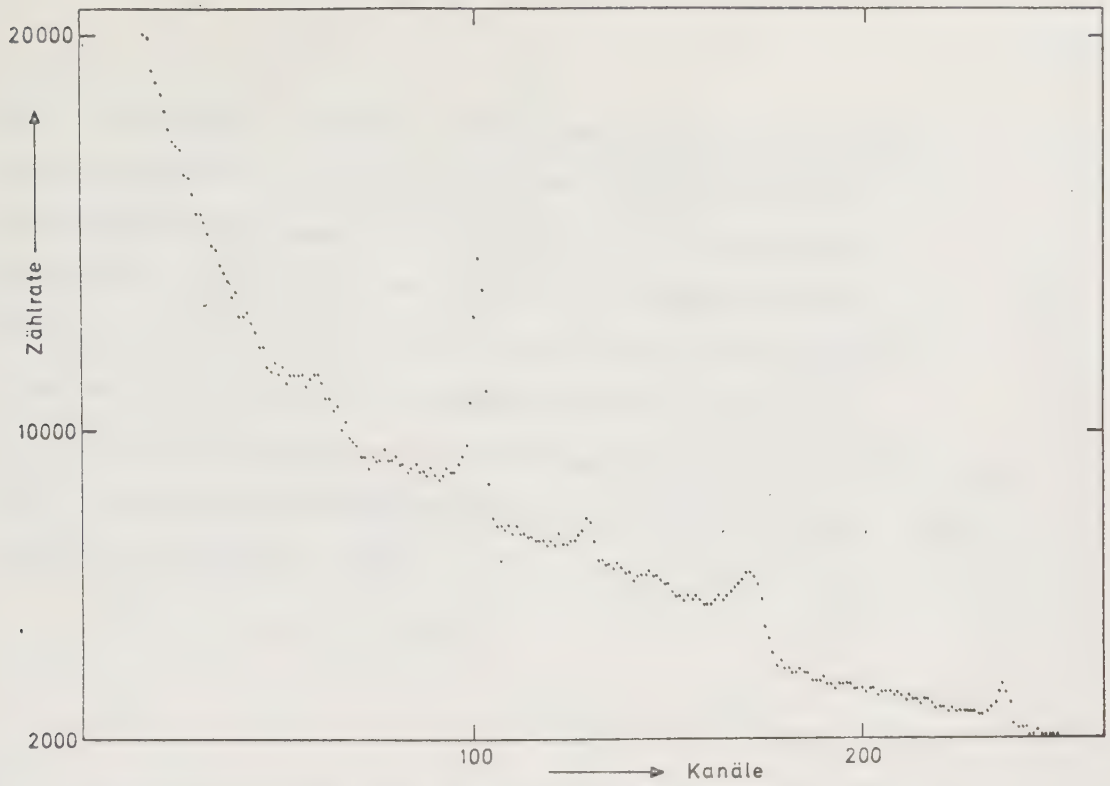

Abb.1: Energiespektrum der nach der Reaktion $^{62}Ni(d,x)$ verzögert emittierten γ-Quanten von 20 bis 160 keV

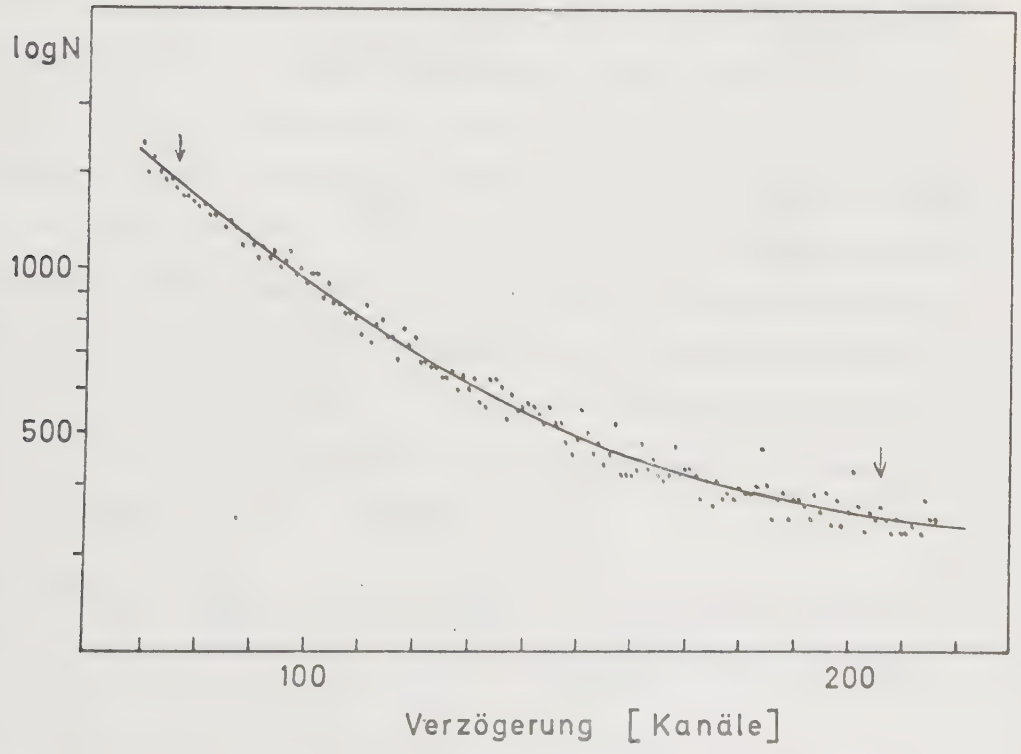

Abb.2: Zeitlicher Verlauf der 87-keV-Intensität von 1 bis 10 μsec nach der Anregung

Kabelverzögerungen bestimmt, sondern durch Abschalten des Strahlimpulsuntersetzers an die quarzgesteuerte 1 MHz-Pulsung des Beschleunigers angeschlossen. Der Abstand der so im Zeitspektrum entstehenden Prompt-Linien beträgt auf 0.01 ‰ genau 1 μsec. Trotz der Unvollkommenheit des Zeitspektrums ergibt eine häufige Wiederholung der Anpassung innerhalb veränderter Grenzen nur eine Schwankung von 2 %, so daß aus dieser Messung $\tau = 2.48 \pm 0.05\,\mu$sec folgt. Eine weitere unabhängige Messung ergab $2.51 \pm 0.08\,\mu$sec. Das endgültige Ergebnis lautet daher

$$\tau = 2.49 \pm 0.05\,\mu\text{sec}.$$

3. g-Faktor

Die Lebensdauer des 87 keV-Niveaus ermöglicht sowohl eine stroboskopische Beobachtung der Larmorpräzession als auch, wenn die MHz-Strahlimpulse entsprechend untersetzt werden, die zeitlich differentielle Beobachtung. Da eine Unsicherheit im Wert des g-Faktors sich auf alle Resultate fortpflanzt, die sich nach der Messung der Larmorfrequenz aus der Formel $\hbar\omega_L = g\mu_K \mathcal{B}_n$ ziehen lassen, wurden verschiedene Messungen mit beiden Methoden durchgeführt. Eine besondere Schwierigkeit ergibt sich dabei daraus, daß Ni ein Ferromagnet ist, der auch noch oberhalb der Curie-Temperatur von 627° K aufgrund des Curie-Weißschen Paramagnetismus erhebliche Differenzen des am Kernort wirksamen Feldes B_n zum außen angelegten Feld B_{ext} aufweist.

a) Bei 1100° K Targettemperatur und $B_{ext} = 18.33 \pm 0.05$ kG wurde mit einem Strahlimpulsabstand $T_o = 8\,\mu$sec das Spinrotationsspektrum aufge-

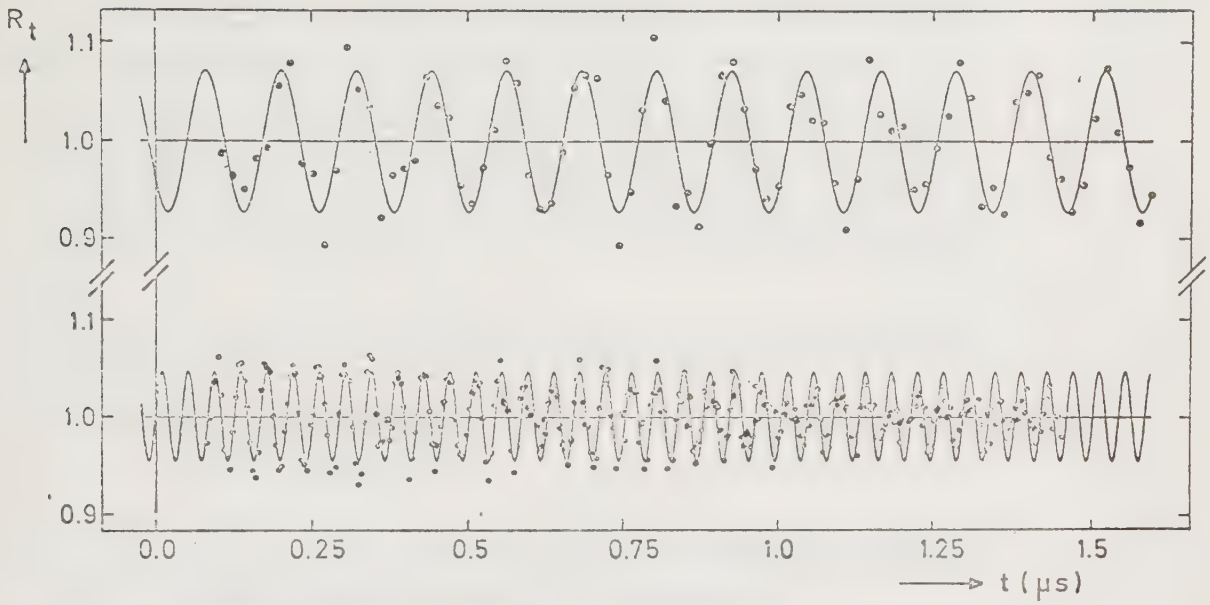

Abb.3: Intensitätsmodulation der 87 keV-γ-Linie durch Larmorpräzession der emittierenden Kerne; äußeres Feld 18.3 kG; a) T = 1100°K, b) T = 296°K

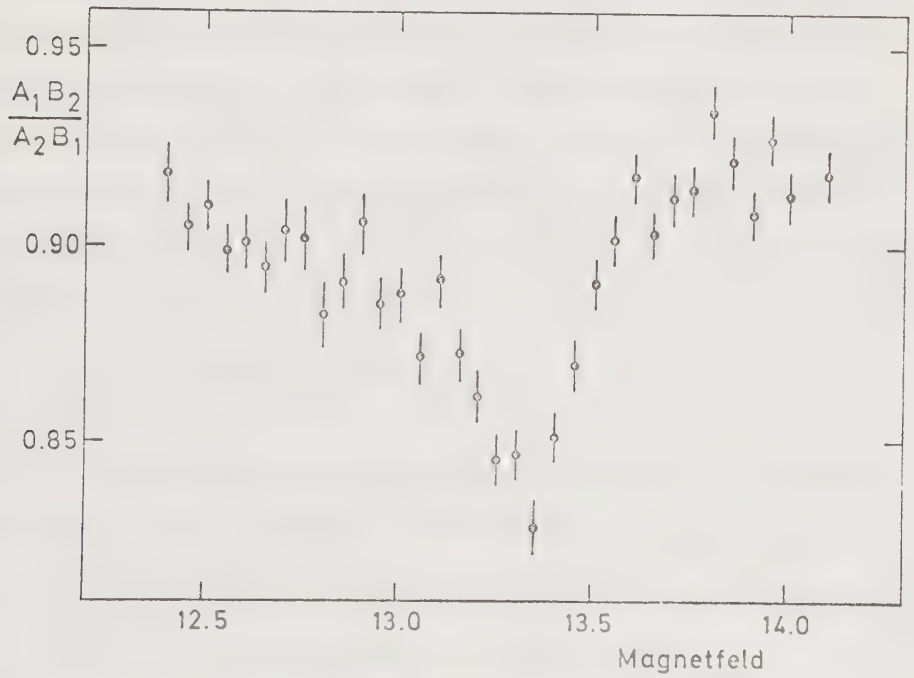

Abb.4: Stroboskopische Beobachtung der γ-Intensität bei 900°K.
Die Resonanz entspricht $\frac{\omega_L}{2\pi}$ = 3.00 MHz.

nommen. Abb. 3a zeigt für einen Detektor unter $\Theta = 120^\circ$ die beobachtete Modulation und den dazu gerechneten Fit gemäß Gl.(II.4a). Die gesamte Meßzeit betrug für diese Kurve 3 h. Die Eichung der Zeitskala wurde wie im vorigen Abschnitt beschrieben an den Takt der beschleunigerinternen Strahlpulsung angeschlossen, der außerdem mit einem externen quarzstabilisierten 1 MHz-Generator kontrolliert wurde.

Aus der so bestimmten Larmorfrequenz ergibt sich unter der Annahme $B_n = B_{ext}$:

$$g = +0.296 \pm 0.001$$

Der Fehler setzt sich quadratisch aus dem der Magnetfeldmessung und der rein statistisch bedingten Unsicherheit zusammen.

b) Bei 900° K wurde in einem Feld von etwa 6.6 kG nacheinander die Spinrotationsspektren des ^{63}Ni-87 keV - Niveaus und des ^{19}F-198 keV - Niveaus aufgenommen. Dazu wurde nur das heiße Ni-Target durch ein dickes CaF_2-Target (auf Raumtemperatur) ausgetauscht und die externe Strahlimpulsunterdrückung ausgeschaltet. Außerdem wurden wegen der höheren γ-Energie die dünnen NaJ-Kristalle durch 38mm dicke ersetzt. Unter der Annahme gleich starker Magnetfelder am jeweiligen Kernort ist das Verhältnis der so beobachteten Larmorfrequenzen gleich dem Verhältnis der betreffenden g-Faktoren. Die Auswertung ergibt

$$\omega_{Ni} = (0.205 \pm 0.001)\omega_F \ .$$

Hierbei ist weder eine absolute Eichung des Magnetfelds noch des Zeitmaßstabs nötig. Da der g-Faktor des 198 keV-Niveaus in ^{19}F mit $g = +1.442 \pm 0.003$ bekannt ist (BleHR69), ergibt sich

$$\begin{aligned} g_{Ni} &= (0.205 \pm 0.001) \cdot (1.442 \pm 0.003) \\ &= +0.2956 \pm 0.0018 \end{aligned}$$

c) Ebenfalls bei 900° K wurde die Spinrotation stroboskopisch beobachtet, um die zu $\frac{2\omega_L}{2\pi}$ = 6.00 MHz gehörende Magnetfeldstärke zu ermitteln. Abb. 4 zeigt eine Meßkurve, bei der die beobachtete doppelte Amplitude der 6 MHz-Intensitätsmodulation im γ-Zeitspektrum als Funktion des angelegten Magnetfeldes aufgetragen ist. Die Resonanzfeldstärke beträgt 13.35 ± 0.07 kG, was auf g = 0.2945 ± 0.0015 führt. Eine Wiederholung dieser Messung bei 800° K zeigte die Resonanz bei 13.38 kG, während sie für 730° K schon bei 13.55 kG lag, was einen erheblich kleineren Wert für den g-Faktor liefern würde. Tatsächlich muß aber auf die ^{63}Ni-Kerne bei allen drei Temperaturen 900°, 800°, 730° K im Resonanzfall dasselbe Feld gewirkt haben. Die beobachtete Verschiebung ist daher bereits als Auswirkung des temperaturabhängigen Paramagnetismus anzusehen.

Die Übereinstimmung aller oberhalb 800° K erhaltenen Werte zeigt, daß die paramagnetische Korrektur an diesem Punkt unter die hier erreichte Fehlergrenze gefallen ist. Daher ergibt sich als bester Wert

$$g = + 0.2955 \pm 0.0010 ,$$

wobei der geringfügige, noch innerhalb der Fehlergrenzen liegende Abwärtstrend der beiden 900° K-Werte gegenüber dem 1100° K - Wert bereits als Andeutung des Paramagnetismus interpretiert werden kann. Es wird in Kapitel IVb diskutiert, inwiefern diese Deutung mit den im folgenden dargestellten Messungen verträglich ist und ob auch temperaturunabhängige Korrekturen berücksichtigt werden können.

b) Festkörperphysikalischer Teil

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Hochtemperaturmessungen wurden zu niedrigeren Temperaturen hin fortgesetzt, um mit Hilfe des nun bekannten g-Faktors das auf die getroffenen und abgebremsten Ni-Kerne wirkende Magnetfeld B_n als Funktion der Temperatur T und des äußeren Magnetfeldes B_{ext} zu messen. Dabei wurde nur die direkte Beobachtung der Spinrotation angewandt, weil die stroboskopische Methode sich nicht mit konstantem äußeren Feld durchführen ließ und überdies das Aufsuchen stark verschobener Resonanzen nötig machen würde.
Eine typische Messung zeigt die Abb. 3b, die bei 296° K unter sonst gleichen Bedingungen wie die in 3a gezeigte Kurve aufgenommen wurde. Die Abbildung läßt erkennen, daß auf diese Weise das auf die Kerne wirkende Magnetfeld einschließlich Vorzeichen mühelos bestimmt werden kann. (Das Vorzeichen ergibt sich aus dem Drehsinn der Larmorpräzession, der sich in der Startphase der gezeigten Intensitätsmodulation niederschlägt.) Im dargestellten Fall ergibt die rechnerische Anpassung die durchgezeichnete Kurve für $B_n = -52.5 \pm 0.3$ kG, wenn $g = +0.296$ gesetzt wird. Ebenso ist eine Dämpfung der Anisotropie mit einer Zeitkonstanten $\lambda \approx 2/\mu$sec zu sehen. Diese wurde in der Anpassung nicht berücksichtigt, so daß die mittlere Anisotropie zu klein herauskommt (siehe die durchgezogene Kurve). Jedoch ist der tatsächliche Anisotropiekoeffizient A_2 im Vergleich zur Hochtemperaturmessung sofort aus der graphischen Extrapolation der Modulationsamplitude nach $t = t_o$ zu ermitteln.
Derartige Messungen wurden für dasselbe externe Feld zwischen 290° K und 670° K durchgeführt, oberhalb 560° K unter Verwendung des vorher beschriebenen Temperaturreglers. Die Resultate für B_n und die zugehörigen λ-Werte sind als Punkte in Abb. 5 bzw. 6 aufgetragen. Der Anisotropiefaktor A_2 zeigte keine nennenswerte Veränderung.
Außerdem wurde noch bei 292° K und $B_{ext} = 9.82$ kG mit dem Ergebnis $B_n = 60.2 \pm 0.2$ kG, und bei 289° K und $B_{ext} = 0$ mit dem Ergebnis

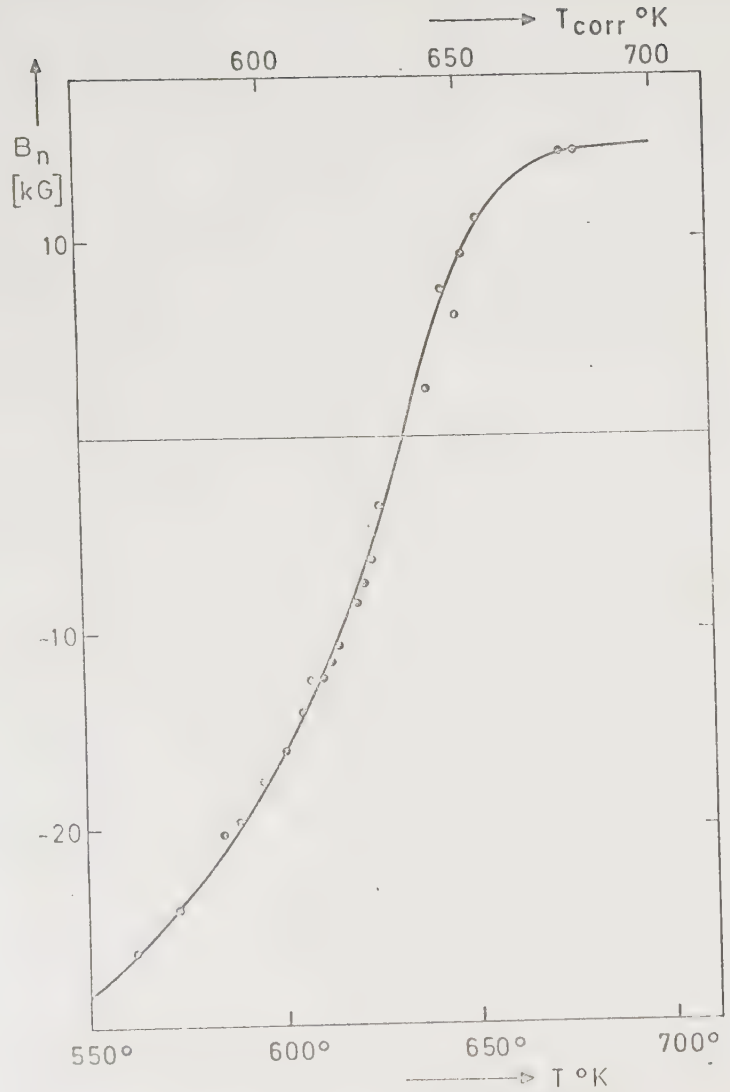

Abb.5: Inneres Magnetfeld B_n bei konstantem äußeren Magnetfeld 18.3 kG

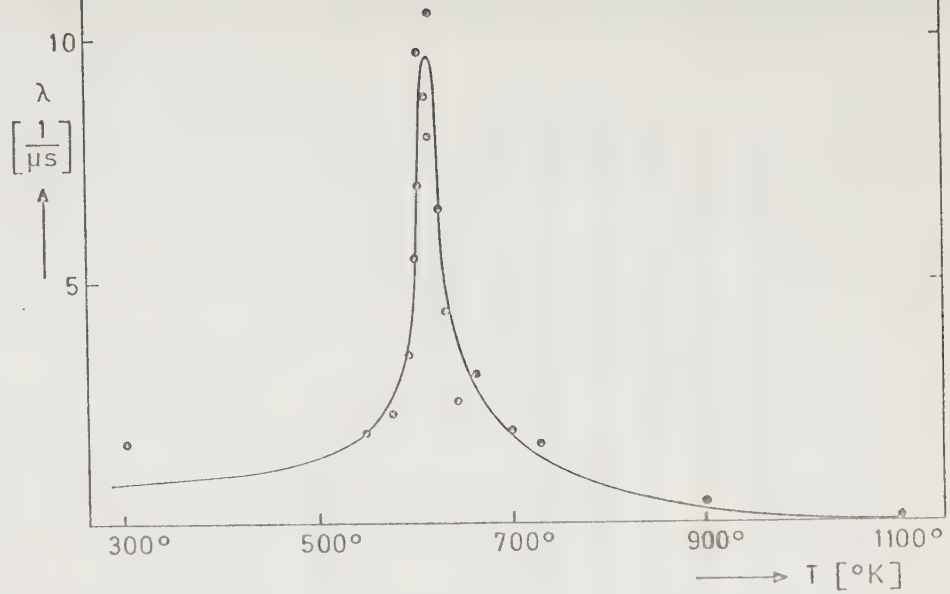

Abb.6: Dämpfung der γ-Anisotropie bei B_{ext} = 18.3 kG

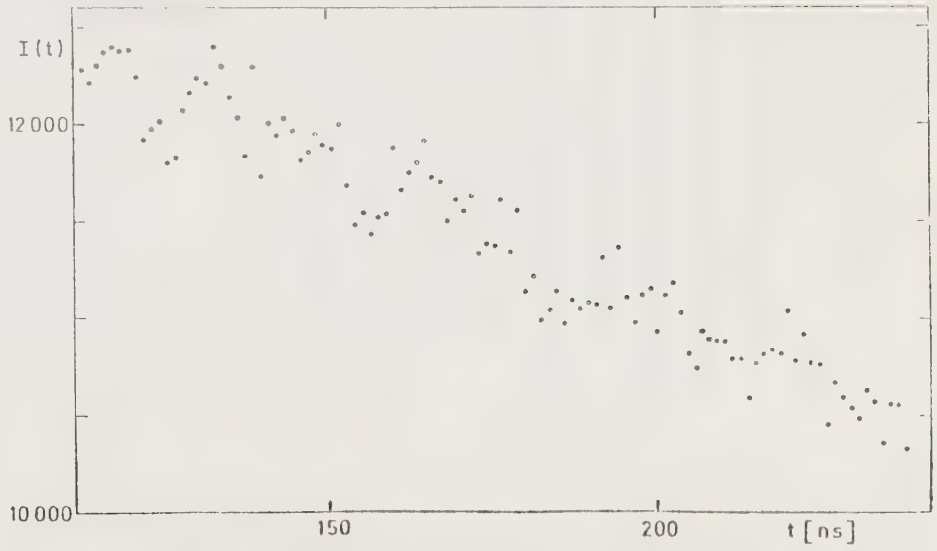

Abb.7: Ausschnitt aus dem Zeitspektrum bei T = 289°K, B_{ext} = 0

$|B_n| = 68.5 \pm 1.5$ kG gemessen. Ein Teil des originalen Zeitspektrums dieser Messung (vgl. Gl. II.3b) ist in Abb. 7 dargestellt. Die vorausgesagte Intensitätsmodulation, die hier erstmals in einem Experiment am Beschleuniger beobachtet wurde, ist verhältnismäßig schwach ausgeprägt. Das liegt teilweise an den relativ hohen statistischen Schwankungen, teilweise an der aufgrund der Formel (II.3b) zu erwartenden Reduktion der Modulationskoeffizienten bei der hier verwendeten Detektorstellung $\Theta = 90^\circ$ um $\frac{2}{5} \cdot P_2(\cos\Theta) = -\frac{1}{5}$. Das Fourierspektrum der gemäß Gleichung (II.4b) aufbereiteten Daten zeigt die beiden Hauptlinien von $\Delta\omega = 10$ MHz Breite bei $\omega = 94.0$ bzw. 194 MHz, woraus sich $\omega_L = 95.5 \pm 1.5$ MHz ergibt. Daraus folgt das obige Ergebnis.

IV. Diskussion der Messungen und Resultate

a) Kernphysikalische Diskussion

Die Ni-Isotope, darunter auch ^{63}Ni, sind bereits häufig experimentell und theoretisch untersucht worden. Abgesehen von Mössbauer-Messungen am 67 keV-Niveau in ^{61}Ni standen bei den Experimenten Transferreaktionen wie (d,p) und (d,t) im Vordergrund (FulC63,FulD65). Aus der Analyse der Wirkungsquerschnitte wurden detaillierte Aussagen über die Struktur der verschiedenen Niveaus im Endkern relativ zu der des Targetkerns erschlossen. Einige γ-Übergangswahrscheinlichkeiten wurden bisher gemessen, darunter auch die zwischen dem oben erwähnten 67 keV- Niveau und dem Grundzustand in ^{61}Ni. Lediglich von diesen beiden Zuständen waren bisher die g-Faktoren bekannt (Asi68,NDS).

Die theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Ni-Isotope gehen zumeist von der Tatsache aus, daß ^{56}Ni im Schalenmodell ein mit Protonen und Neutronen bis zur $1f_{7/2}$-Schale aufgefüllter doppelt magischer Kern ist, der als Rumpf der schwereren Ni-Kerne betrachtet werden kann. Die Wellenfunktionen der zusätzlichen Neutronen können dann im Rahmen des Schalenmodells durch Mischungen einfacher Konfigurationszustände beschrieben werden. Wegen der Paarungs-Restwechselwirkung zwischen den Neutronen werden sie für niedrige Energieniveaus aus einer maximalen Anzahl von zum Drehimpuls Null gekoppelten Neutronenpaaren aufgebaut (z.B. Aue65). Eine andere Möglichkeit bietet der Formalismus der Quasiteilchen, der ganz wesentlich auf dieser Paarbildung aufgebaut ist, indem er sie mit Hilfe einer hoch korrelierten Vielteilchenwellenfunktion beschreibt (z.B. GamR67). Dabei wurden auch kollektive Vibrationsanregungen des Rumpfes berücksichtigt, die bereits Paaranregungen aus der

Proton-$f_{7/2}$-Schale beinhalten (z.B. KisS63). Mit diesen Rechnungen konnten alles in allem Energie, Spin, Parität und Reaktionsdaten der einzelnen Niveaus in den Ni-Isotopen befriedigend wiedergegeben werden. Dagegen stehen hier für die Diskussion der γ-Übergangswahrscheinlichkeit und des magnetischen Moments nur die unspezialisierten und daher prinzipiell überall gültigen Modelle und Abschätzungen zur Verfügung: die Weißkopf-Abschätzung (Wei51) für die γ-Übergangsrate eines einzelnen Protons, das Schmidt-Modell (Schm37) für das magnetische Moment eines Nukleons mit den Schalenmodell-Korrekturen nach Noya, Arima und Horie (NoyAH58).
Vom ersten angeregten Niveau in ^{63}Ni waren bisher die Energie (88 keV), Spin und die Parität ($I^{\pi} = 5/2^{-}$) bekannt. Diese Daten entstammen der DWBA-Analyse der Reaktionen ^{62}Ni(d,p) und ^{64}Ni(d,t), in denen das Niveau auch erstmals beobachtet wurde (FulC63). Bei der (d,p)-Reaktion schöpft es etwa 40 % der nach der DWBA-Theorie überhaupt möglichen Stärke des Transfers in eine leere $f_{5/2}$- Bahn aus. In Verbindung mit einer entsprechend hoch angenommenen Besetzung der $f_{5/2}$-Bahn bereits im ^{62}Ni-Targetkern spricht dies mit hoher Sicherheit für eine einfache Struktur von der Form $^{62}Ni_{0^+\,(Grundzustand)} + 1f_{5/2}$-Neutron. Theoretische Modellberechnungen erbrachten hierzu gute Übereinstimmung (vgl. etwa die von Auerbach gegebenen Wellenfunktionen des Targetkerns und des Endzustands).

Im folgenden werden auf dieser Grundlage die im vorigen Kapitel aufgeführten Meßergebnisse diskutiert.

1. Energie

Die Verbesserung des Meßwerts der Anregungsenergie von 88($\pm$ 1?) keV auf 87.2 $\pm$ 0.4 keV ist unwesentlich in Anbetracht der Unsicherheiten in den theoretischen Voraussagen, die für die in allen ungeraden Ni - Isotopen vorkommenden tiefen $1/2^-$, $3/2^-$ und $5/2^-$-Zustände nicht einmal sicher die richtige Reihenfolge liefern.

2. Lebensdauer

Die Lebensdauer des 87 keV Niveaus fällt mit 2.5 μsec ziemlich genau in die einzig mögliche Größenordnung, die nach der Weißkopf-Abschätzung mit der Übergangsenergie und den Kernspins dieses γ-Zerfalls verträglich ist. Das geht aus der Tabelle 1 hervor, in der für die verschiedensten Typen von γ-Übergängen mit gleichbleibender Parität (mit 87.2 keV und im Kern mit A = 63) die jeweils zu erwartende Lebensdauer steht.

Tabelle 1 : Weißkopfabschätzungen für die Lebensdauer

γ-Strahlung	M1	E2	M3	E4
Lebensdauer	50psec	11 μsec	20min	10^3 a

Demnach handelt es sich um einen etwas beschleunigten E2-Übergang, wie er wegen der Spindifferenz $\Delta I = 2$ und der gleichbleibenden Parität der Kernzustände zu erwarten ist. Da sich kein anderer Übergangstyp ohne weitreichende Zusatzhypothesen damit vereinbaren ließe, zeigt sich erneut die Richtigkeit der Weißkopfabschätzung auch für γ-Übergänge in ungeraden Neutronen - Kernen.

Nimmt man umgekehrt diese Abschätzung als gültig an und läßt die Spins der beteiligten Zustände offen - jedenfalls innerhalb der Grenze $1/2^-$ bis $7/2^-$, die als Schalenmodell für die tiefliegenden Zustände von Kernen der 1f2p-Schale setzt -, dann ergibt sich aus dem von der Tabelle bewiesenen E2-Charakter, daß der beobachtete Übergang zwischen $1/2^-$ und $5/2^-$ oder zwischen $3/2^-$ und $7/2^-$-Zuständen stattfindet. Eine Möglichkeit, ohne Rückgriff auf andere Daten zwischen diesen Alternativen zu entscheiden und auch die Richtung des Übergangs festzulegen, bietet sich bei der Diskussion des magnetischen Moments.

3. Magnetisches Moment

Da eine eingehende Kritik der g-Faktormessung erst innerhalb der Diskussion der festkörperphysikalischen Aspekte zu leisten ist (Kapitel IVb dieser Arbeit), sei das Ergebnis vorweggenommen: Der g-Faktor kann 1.6 % größer sein als in S. 19 angegeben; außerdem besteht eine ca. 2%ige Unsicherheit durch die unbekannte Knightshift-Korrektur zum inneren Feld. Daraus folgt für das hier zu diskutierende Magnetische Moment $\mu = g \cdot I$ das Resultat

$$\mu = +0.75 \pm 0.02 \mu_K .$$

Vor der eigentlichen Diskussion dieses Werts soll die im vorigen Abschnitt offengebliebene Bestimmung der Kernspins des γ-Übergangs mit Hilfe des Vorzeichens des g-Faktors entschieden werden. Dazu wird von der allgemeingültigen Regel Gebrauch gemacht, daß bei tiefliegenden Zuständen ungerader Massenzahl Spin, Parität und der größte Teil des magnetischen Moments des ganzen Kerns von dem

letzten unpaarigen Nukleon herrühren (d.h. seniority v = 1, s.u.). Kerne mit ungerader Neutronenzahl haben nur dann einen positiven g-Faktor, wenn das letzte Neutron im wesentlichen einen Zustand mit antiparallelem Spin- und Bahndrehimpuls besetzt, also mit $j = \ell - 1/2$. Im 87 keV-Niveau des ^{63}Ni können das nur die Bahnen $2p_{1/2}$ oder $1f_{5/2}$ sein. Dies sind dann auch schon die möglichen Gesamtdrehimpulse dieses Zustandes , und damit muß der γ-Übergang einen $5/2^-$- mit einem $1/2^-$-Zustand verbinden. Die Richtung $5/2^- \longrightarrow 1/2^-$ des beobachteten Übergangs ist daraus zu ersehen, daß ein angeregter $1/2^-$-Zustand im Gegensatz zu den Meßergebnissen keine anisotrope γ-Winkelverteilung erzeugen kann. So ergibt sich aus der γ-Übergangsrate, der γ-Anisotropie und dem Vorzeichen des magnetischen Moments eine unabhängige Bestätigung der Spin-Zuordnung, die aus Analysen der Kernreaktionen unter bestimmten Modellannahmen über deren Ablauf gewonnen wurden.

Im folgenden wird der gemessene Wert des magnetischen Moments mit einigen theoretischen Voraussagen verglichen, die in Tabelle 2 zusammengestellt sind.

Tabelle 2: Gemessene und theoretische Werte für das Magnetische Moment der $5/2^-$-Zustände in ^{61}Ni und ^{63}Ni

	μ_{exp}	$\mu_{Schm.}$	μ_{QP}	μ_{KS}	μ_{NAH}
$^{61}Ni_{5/2^-}$	+ 0.42	+ 1.37	+ 1.36	0.7...0.9	0.44
$^{63}Ni_{5/2^-}$	+ 0.75	+ 1.37	+ 1.38	0.9...1.0	0.71
	1	2	3	4	5

Ebenfalls aufgenommen wurden die entsprechenden Werte für das 67 keV-Mössbauer-Niveau in ^{61}Ni, das (zufällig) auch $I^{\pi} = 5/2^-$ hat. Die beiden Zustände unterscheiden sich nur um ein Neutronenpaar und ermöglichen daher den Beginn einer systematischen Diskussion von Ni-g-Faktoren.

Spalte 1 enthält die gemessenen Werte. In Spalte 2 steht der nach dem Schmidt-Modell für $5/2^-$-1 Neutron-Zustände vorhergesagte Wert. Abgesehen vom Vorzeichen ist die Übereinstimmung trotz des in Reaktionen gefundenen 1-Teilchen-Charakters (auch des ^{61}Ni-Niveaus) sehr schlecht. Auch wenn man im nächsten Schritt 5- bzw. 7-Neutronen-Konfigurationen um einen stabilen $^{56}Ni_{0^+}$-Rumpf herum betrachtet (Aue65), gilt noch genau der Schmidtwert, denn die verwendeten Wellenfunktionen haben die seniority v = 1, d.h. alle Nukleonen sättigen ihre Drehimpulse paarweise zu 0 ab bis auf das letzte, das dann notwendig ein $f_{5/2}$-Neutron ist. In der entsprechenden Rechnung im Quasiteilchen-Formalismus (GamR67) wurden auch v = 3 - Beimischungen zugelassen, die mit etwa 1 % herauskamen, aber wenig Einfluß auf das magnetische Moment haben (s. Spalte 3). (Die ebenfalls dort publizierten E2-Übergangswahrscheinlichkeiten gestatten leider noch keinen Vergleich mit dem Experiment, weil die Fälle mit bekannten Lebensdauern darunter nicht vorkommen.) Eine sichtbare Verbesserung im magnetischen Moment gibt es erst, wenn Rumpfanregungen mitberücksichtigt werden. Kisslinger und Sörensen koppelten 2^+-Vibrationen des Rumpfes an 1- bis 3-Quasiteilchen-Anregungen, wobei sie Paarungs-, Quadrupol- und δ-förmige Kräfte zwischen den Nukleonen ansetzten (KisS63). Die Ergebnisse stehen in Spalte 4.
Dem ist gegenüberzusetzen die Voraussage der allgemeinen Theorie von Noya et al. (NoyAH58) (Spalte 5). Diese Autoren gehen von der einfachsten reinen Schalenmodellkonfiguration aus, in diesem Fall

$(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^{1 \text{ bzw. } 3}$ für die Neutronen außerhalb ^{56}Ni, und berechnen sämtliche für das magnetische Moment relevanten Beimischungen, die von einer vereinfachten δ-förmigen Restwechselwirkung erzeugt werden. Das sind hier Rumpfanregungen $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ von Protonen und Neutronen, und reine Neutronenanregungen $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$. Daraus entstehen Korrekturen zum Schmidtwert, die für jeden einzelnen Anregungstyp proportional zu seiner statistischen Häufigkeit p - 1 sind, wobei p die Anzahl der noch freien Plätze in der betreffenden (angeregten) Schale ist. Die Resultate stehen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Aus dieser Betrachtung läßt sich ablesen, daß die Abweichungen der beobachteten Werte voneinander sich im wesentlichen auf die unterschiedliche Besetzung der $f_{5/2}$-Neutronen-Schale zurückführen läßt. Für den $5/2^-$-Grundzustand des ^{65}Ni mit lediglich einem freien $f_{5/2}$ Platz ist demnach ein magnetisches Moment in der Nähe von $\mu = 0.98 \mu_K$ zu erwarten, das nur noch wegen der Proton-Rumpfanregung $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ und der Neutronenanregung $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ vom Schmidtwert abweicht. Eine experimentelle Bestimmung dieser Größe wäre wünschenswert, um diese Interpretation zu prüfen. Eine andere Möglichkeit hierzu bietet sich aus dem Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten von stripping- oder pick-up-Reaktionen, die proportional zur Zahl der freien bzw. besetzten Plätze in der betrachteten Schale des Targetkerns sind. Tatsächlich findet Fulmer (FulC63, FulD65), daß die $f_{5/2}$-Schale in ^{62}Ni mit genau einem Paar besetzt ist, in ^{64}Ni aber erst mit (im Mittel) 1.5 Paaren, also zur Hälfte statt zu zwei Drittel. Falls diese Minderbesetzung sich auch im ^{65}Ni finden sollte, müßte im Sinne der Theorie von Noya et al. doch eine entsprechend große Korrektur durch $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ - n - Anregungen am

magnetischen Moment anzubringen sein.

Leider existiert diese Theorie noch nicht in der Form, daß man sie ebenso leicht wie auf reine Konfigurationen auch auf kompliziertere Wellenfunktionen, etwa auf die vollständigen Konfigurationsmischungen von Auerbach, anwenden könnte statt nur auf eine ihrer Hauptkomponenten. Daher kann hier nicht entschieden werden, ob man so zu einer einheitlichen Beschreibung der Energie- und Reaktionsdaten einerseits und der Momente (und Lebensdauern) andererseits käme. Es stellt sich aber die naheliegende Frage, warum denn dieselbe einfache Schalenmodell-Konfiguration in völlig unterschiedliche Richtungen weiterentwickelt wird, je nachdem welche der beiden Gruppen von Ergebnissen sie erklären soll. Als Hinweis auf eine mögliche Antwort sei erwähnt, daß die Reaktions- und Energiedaten sich im Gültigkeitsbereich des Paarungs-Kernmodells durch die mittlere Besetzungsdichte einer Schale mit Nukleonenpaaren vom Spin Null ausdrücken lassen, die weder zum Spin noch zum magnetischen Moment (direkt) etwas beitragen. Hingegen ändern geringfügige Beimischungen der oben beschriebenen Art, z.B. $\epsilon \cdot p^3_{3/2}\, p_{1/2}\, f_{5/2}$ zu $p^4_{3/2}\, f_{5/2}$ $(\epsilon \ll 1)$, an der Besetzungsdichte wenig, nämlich nur proportional ϵ^2, während zum magnetischen Moment auch das nicht-diagonale Matrixelement $\langle p^3_{3/2} p_{1/2} f_{5/2} | \mu | p^4_{3/2} f_{5/2} \rangle$ mit dem Faktor ϵ beiträgt. Hiernach läßt sich vermuten, daß die beiden Gruppen von Daten auf verschiedene Beimischungen zur Wellenfunktion empfindlich reagieren, die sich gegenseitig nicht stören, so daß es prinzipiell realisierbar erscheint, alle Daten mit einer Wellenfunktion zu reproduzieren.

b) Festkörperphysikalische Diskussion

Die makroskopischen magnetischen Eigenschaften von Nickel wurden in dem hier interessierenden Temperatur- und Feldbereich 1926 von Weiss und Forrer (WeiF26) und danach von einer Reihe anderer Autoren untersucht.

Die spezifische Sättigungsmagnetisierung bei 0° K (DanH68) beträgt

$$\sigma^{\circ}_{sat} = 58.6 \frac{emu}{g} ,$$

entsprechend einer Volumen-Magnetisierung

$$4\pi M^{\circ}_{sat} = 6.52 \text{ kGauss}$$

und einem magnetischen Moment

$$\mu_{ion} = 0.616 \, \mu_B \text{ pro Ion.}$$

(alle Größen im elektromagnetischen Maßsystem, s.u.) Der ferromagnetische Curiepunkt ist 627° K, oberhalb von etwa 670° K befolgt die paramagnetische Suszeptibilität das Curie-Weisssche Gesetz

$$\chi_g = \frac{0.0054 \frac{cm^3}{g}^{\circ} K}{T - \Theta_p}$$

mit der paramagnetischen Curie-Temperatur

$$\Theta_p = 650^\circ \text{ K}$$

Aus ENDOR-Untersuchungen an verdünntem $^{61}Ni^{2+}$ in Al_2O_3 ist das magnetische Moment des ^{61}Ni-Grundzustands zu $\mu = 0.746 \pm 0.007 \mu_K$ (LochG63) bekannt. Außerdem liegen Kernresonanzuntersuchungen an magnetisiertem Nickel für Temperaturen von 4.2° bis 536° K vor (StrB63), an denen sich ein am Kernort wirksames Feld (bei 4.2° K) von der

Größe

$$B_n = -74.8 \pm 0.7 \text{ kG}$$

ergibt. Das negative Vorzeichen, bezogen auf die Richtung der Magnetisierung, wurde durch eine äußerst sorgfältige Analyse von Mössbauerspektren des 67 keV-Niveaus im ^{61}Ni in externen Magnetfeldern gefunden (WegO61).

In den folgen Absätzen wird kurz dargestellt, in welcher Beziehung diese Größen zu den hier gemessenen Daten stehen, vor allem zum inneren Magnetfeld $B_n(B_{ext},T)$. Allen Formeln liegt das elektromagnetische cgs-System zugrunde, in dem der Zusammenhang zwischen der Kraftflußdichte $\vec{B}$, der Magnetisierung $\vec{M}$ und der Feldstärke $\vec{H}$, die von allen "äußeren" Strömen herrührt, einschließlich der Oberflächenströme in magnetisch polarisierten Körpern, an jedem Ort durch

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \qquad \text{(IV.1)}$$

gegeben ist. Wird ein endlicher homogener Körper in ein vorher homogenes Feld $B_{ext} = H_{ext}$ gebracht und dadurch magnetisiert, dann gelten im Rahmen der Kontinuumtheorie zwischen seiner Magnetisierung und den Feldern innerhalb und außerhalb des Körpers folgende Gleichungen:

$$\vec{B}_{ext} = \vec{H}_{ext} \qquad \text{(IV.2)}$$

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ext} - 4\pi N \vec{M}(\vec{H}_{int}) \qquad \text{(IV.3)}$$

$$\vec{B}_{int} = \vec{H}_{int} + 4\pi \vec{M}(\vec{H}_{int}) . \qquad \text{(IV.4)}$$

Hat der Körper die Form eines Rotationsellipsoids (Rotationsachse parallel $\vec{B}_{ext}$), dann sind $\vec{M}$ und $\vec{H}_{int}$ räumlich konstant. Der Entmagnetisierungs-

faktor N liegt zwischen 0 (nadelförmiger Körper) und 1 (Diskus), für eine Kugel gilt exakt N = 1/3.
Es hängt vom jeweiligen Material ab, welche Magnetisierung M sich bei gegebener im Körper wirksamer Feldstärke H_{int} einstellt. Für Paramagneten gilt mit einer aus Dichte ϱ und Massensuszeptibilität χ_g gebildeten Materialkonstante

(IV.5) $$\vec{M}(\vec{H}_{int}) = \varrho \chi_g \vec{H}_{int} .$$

Diese Gleichungen sind für reale Festkörper nur bedingt anwendbar, weil sie lediglich die über die Gitterstruktur gemittelten makroskopisch meßbaren Größen miteinander verknüpfen. Um das tatsächliche Feld B_{ion} am Ort eines herausgegriffenen Ions zu bestimmen, spart man daher nach Lorentz eine ganze Kugel um das Ion aus dem Körper aus, behandelt ihn außerhalb als homogenes Kontinuum mit gegebener Magnetisierung $\vec{M}$ und berücksichtigt dann die Dipolfelder von den innerhalb der Kugel gelegenen Nachbarionen durch eine exakte Gittersumme (z.B. (Gra60)). Das Feld $\vec{B}$ ist im Innern einer leeren Lorentzkugel um $4\pi \cdot \frac{1}{3}\vec{M}$ größer als in der umgebenden Materie, für einen insgesamt kugelförmigen Körper also gerade gleich B_{ext} selbst. Die Gittersumme verschwindet identisch für alle Kristalle mit kubischer Symmetrie wie z.B. Ni, so daß sich

(IV.6) $$\vec{B}_{ion} = \vec{B}_{ext} - (N - \tfrac{1}{3}) 4\pi \vec{M}$$

ergibt. Für das auf den Kern wirkende Feld $\vec{B}_n$ muß jetzt noch der von den Elektronen des eigenen Ions durch die Fermi-Kontaktwechselwirkung erzeugte Beitrag betrachtet werden. Aus der spinpolarisierten Hartree - Fock-Theorie ergibt sich hierfür der Ausdruck (WatF68)

(IV.7a) $$B_{el} = \chi \cdot \mu_{ion} \cdot 42.1\,kG$$

(IV.7b) $$\chi = \frac{4\pi}{2S}\left\{|\psi_\uparrow(0)|^2 - |\psi_\downarrow(0)|^2\right\}.$$

Darin sind S und μ_{ion} der Spin und das magnetische Moment des Ions (in atomaren Einheiten), $|\psi_\uparrow(0)|^2$ und $|\psi_\downarrow(0)|^2$ sind die totalen Dichten von Elektronen der verschiedenen Spineinstellungen am Kernort.
Bei Temperaturen über 0° K ist für μ_{ion} der thermische Mittelwert im Magnetfeld B_{ion} einzusetzen, der sich aus der entsprechenden Brillouin-Funktion ergibt. Andererseits bestimmt diese Größe auch gerade die makroskopisch meßbare Magnetisierung durch

(IV.8) $$M = n\,\mu_{ion} \quad ,$$

worin n die Teilchenzahl pro Volumeneinheit ist.
Ohne auf die Werte dieser Parameter genauer einzugehen, läßt sich aus diesen Gleichungen eine exakte Proportionalität zwischen M und B_{el} ablesen:

(IV.9) $$\vec{B}_{el} = \frac{B_0}{M_0}\vec{M} \quad .$$

Damit wird das wirksame Feld am Kernort

(IV.10) $$\begin{aligned}\vec{B}_n &= \vec{B}_{ion} + \vec{B}_{el} \\ &= \vec{B}_{ext} + \left\{\frac{B_0}{4\pi M_0} - \left(N - \tfrac{1}{3}\right)\right\} 4\pi \vec{M}\end{aligned}$$

In einem elektrischen Leiter wie Ni muß außerdem noch die Polarisation der Leitungselektronen berücksichtigt werden, die das "äußere" Feld

B_{ion} mit dem Faktor (1 + K) multipliziert am Kern wirksam werden läßt. Die Knight-shift-Konstante K ist fast temperaturunabhängig und bis auf wenige Ausnahmen (Nar 70) kleiner als 1 %. Damit folgt

$$\vec{B}_n = (1+K)\vec{B}_{ext} + \left\{\frac{B_0}{4\pi M_0} - (1+K)\left(N-\frac{1}{3}\right)\right\} 4\pi \vec{M} . \qquad \text{(IV.11)}$$

In Kapitel III.b ist aus der bei 1100° K gemessenen Larmorfrequenz der g-Faktor des angeregten ^{63}Ni-Niveaus unter den Annahme $B_n = B_{ext}$ berechnet worden. Nach der letzten Gleichung ist diese Annahme gleichbedeutend mit : M = 0, K = 0.

Ob die Vernachlässigung der Magnetisierung gerechtfertigt ist, ist wegen der bekannten Temperaturabhängigkeit von M hier im Prinzip entscheidbar, indem die Messungen auf noch höhere Temperaturen extrapoliert werden. Dagegen gibt es keine Möglichkeit, im Rahmen dieser Arbeit die Knightshift zu bestimmen. Das folgt daraus, daß der mit K = 0 erhaltene effektive g-Faktor um den Faktor (1 + K) größer ist als der wahre Wert, also stets ein um den gleichen Faktor kleineres effektives Magnetfeld

$$B_n^{eff} = \frac{B_n}{1+K} = B_{ext} + \left\{\frac{B_0}{(1+K)4\pi M_0} - \left(N-\frac{1}{3}\right)\right\} 4\pi M \qquad \text{(IV.12)}$$

vortäuscht. K ist hierin nur noch mit dem Faktor $\frac{B_0}{M_0}$ verknüpft, der weder theoretisch noch experimentell genügend genau bekannt ist, um aus dem Vergleich mit diesem Experiment K ermitteln zu können. Zwar liefert eine NMR-Messung am stabilen ^{61}Ni-Isotop, dessen wahrer g-Faktor bekannt ist, mit einer exakt kugelförmigen Probe ohne äußeres Feld genau diesen Faktor B_0/M_0, jedoch ist kritisch zu fragen, ob dieser Wert auch für das vorliegende Experiment gilt. Kleine Differenzen könnten sicht nicht nur aus der Verwendung von Rückstoßkernen als Sonden ergeben, sondern auch daraus, daß in der ferromagnetischen

NMR fast nur die Kerne in den Bloch-Wänden zwischen den einzelnen Domänen beobachtet werden.

Daher wird in dieser Arbeit kein Versuch unternommen, K zu bestimmen. Die ganze folgende Diskussion basiert auf dem mit K = 0 gewonnenen effektiven g-Faktor und folglich auf Gleichung (IV.10), so daß alle Angaben von gemessenen inneren Feldern um den Faktor (1 + K) zu klein sind.

Die Diskussion ist in vier Abschnitte unterteilt:
1) Inneres Magnetfeld bei Temperaturen über 730° K; 2) Inneres Magnetfeld bei Temperaturen um 300° K in Abhängigkeit vom äußeren Feld; 3) Inneres Magnetfeld bei konstantem äußeren Feld im Temperaturbereich von 570° K bis 670° K; 4) Temperaturabhängigkeit der Dämpfung der γ-Anisotropie von 300° K bis 1100° K.

1. Messungen oberhalb 730° K

In diesem Temperaturbereich gilt mit der paramagnetischen Massensuszeptibilität χ_g und der Dichte ϱ

$$4\pi M = 4\pi \varrho \chi_g H_{int} \qquad \text{(IV.13)}$$

Die Größe $4\pi\varrho\chi_g$ hat für 700° K den Wert 0.012, für 730° K 0.007, für 800° K nur noch 0.004 und ist darüber noch kleiner. Es gilt praktisch $H_{int} = B_{ext}$. Die Abschwächung des Paramagetismus läßt demnach zu höheren Temperaturen hin B_n immer dichter an B_{ext} herankommen. Die in Kapitel III.b dargestellten Meßdaten bestätigen dies

Verhalten und liefern eine erste Abschätzung für den Verstärkungsfaktor $\left\{ \frac{B_o}{4\pi M_o} - (N - \frac{1}{3}) \right\}$, mit dem die Magnetisierung an den Kernort durchgreift: Bei einer Meßgenauigkeit von 0.5 % verschwindet die Temperaturabhängigkeit von B_n bei 730° K, also bei $\left| 4\pi M/B_{ext} \right| \approx 0.007$; demnach ist dieser Faktor von der Größenordnung 1. Er muß ein negatives Vorzeichen haben, weil die Stärke B_{ext} des äußeren Resonanzfeldes der stroboskopischen 6MHz-Resonanz nach tieferen Temperaturen hin erhöht werden mußte.

2. Inneres Feld um 300° K bei verschiedenen äußeren Feldern

Die äußeren Bedingungen der drei hierzu durchgeführten Messungen und deren Resultate (ermittelt mit g = + 0.296) stehen in den ersten drei Spalten von Tabelle 3. Das negative Vorzeichen von B_n im Fall $B_{ext} = 0$ wurde aus der Analogie mit den anderen Messungen geschlossen.

Tabelle 3 : Inneres Magnetfeld bei 300° K

T	B_{ext} kG	B_n kG	$4\pi M(T+4^\circ)$ kG	$B_n - B_{ext}$ kG	$\left\{ \frac{B_o}{4\pi M_o} - (N - \frac{1}{3}) \right\}$
289°K	0	-68.5 ± 1.5	6.06	-68.5 ± 1.5	-11.3 ± 0.3
292°K	9.8	-60.2 ± 0.3	6.06	-70.0 ± 0.3	-11.6 ± 0.05
296°K	18.3	-52.5 ± 0.3	6.06	-70.5 ± 0.3	-11.7 ± 0.05
1	2	3	4	5	6

Für einen direkten Vergleich steht nur die NMR-Messung bei $B_{ext} = 0$ zur Verfügung (StrB63), aus der sich für 289° K $|B_n| = 69.0$ kG ergibt. Dieser Wert stimmt mit dem hier gemessenen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Da aber die Diskussion im nächsten Abschnitt zeigen wird, daß die gemessene Temperatur generell etwa 4° K unter der tatsächlichen Umgebungstemperatur der getroffenen Ni-Kerne lag, sollte als Vergleich der NMR-Wert für 293° K herangezogen werden; $B_n = 68.7$ kG.

Diese Übereinstimmung - noch ohne Berücksichtigung der Knightshift - zeigt, daß das durch die Polarisation der Umgebungselektronen am Kernort erzeugte Magnetfeld unabhängig davon ist, ob es sich um einen ruhenden Kern in einem sorgfältig zubereiteten Ni-Kristall handelt, oder um einen von einem 5.5 MeV-Deuteron getroffenen Kern, der aufgrund der Rückstoßenergie einige 100 Atomlagen weit durch einen Ni-Kristall geflogen ist, der zudem gleichzeitig noch von mindestens 10^3 weiteren Deuteronen beschossen wird. Diese Aussage gilt mit 2 % Genauigkeit im Zeitmittel von 20 bis 300 nsec nach der Anregung bzw. Abbremsung des ^{63}Ni-Kerns.

Es sei erwähnt, daß das Vorzeichen und die Größe des Feldes mit Hilfe der spinpolarisierten Hartree-Fock-Theorie befriedigend erklärt werden konnten. Watson und Freeman erhielten $\chi = -3$, was mit $\mu_{ion} = 0.6$ (bei 0° K) genau auf den Sättigungswert - 75 kG führt, in den auch das hier gemessene Feld bei tieferen Temperaturen übergeht (WatF68).

Die Interpretation der gemessenen Felder nach Formel (IV.10) setzt die Kenntnis der jeweiligen Magnetisierung M voraus. Bei $B_{ext} = 0$ ist für M die spontane Magnetisierung einer Domäne einzusetzen, die sich aus den Daten von Weiss und Forrer ablesen läßt. Entsprechend ist N in die-

sem Fall der Entmagnetisierungsfaktor einer Domäne. Es mag als eine grobe Näherung erscheinen, die von den angrenzenden Domänen herüberreichenden Dipolfelder zu vernachlässigen. Tatsächlich wird hier angenommen, daß sie sich im Mittel über die Ruheplätze aller beobachteten ^{63}Ni-Kerne zu Null kompensieren; lokale Abweichungen erzeugen dann nur eine gewisse Verteilung der auf die Kerne wirkenden Felder um den durch die Gleichung (IV.11) gegebenen Mittelwert. Der resultierende Verstärkungsfaktor $\left\{\frac{B_o}{4\pi M_o} - (N - \frac{1}{3})\right\}$ des inneren Feldes gegenüber dem Magnetisierungsfluß $4\pi M$ ist in der ersten Zeile von Spalte 6 angegeben.

Um auch für die beiden Messungen mit äußerem Feld die Magnetisierungswerte aus makroskopischen Messungen einsetzen zu können, muß der Entmagnetisierungsfaktor bekannt sein. Wegen der genäherten Kugelform der hier verwendeten Probe sollte N im makroskopischen Mittel etwa 1/3 sein, kann aufgrund lokaler Schwankungen jedoch einen anderen Wert annehmen, denn die beobachteten Ni-Kerne befinden sich alle in einer sehr dünnen Oberflächenschicht. Dies bringt aber dann keine zusätzliche Schwierigkeit mit sich, wenn man im Sättigungsgebiet arbeitet, wo $4\pi M$ erheblich hinter B_{ext} zurückbleibt und sich kaum noch mit dem Feld ändert. So gelten die in Spalte 4 angegebenen Werte, die aus den Daten von Weiss und Forrer durch lineare Interpolation bezüglich H und T gewonnen wurden, für alle N zwischen 0 und 0.5. Spalte 4 zeigt, daß B_{ext} und T für die drei Messungen gerade so gewählt waren, daß die Magnetisierung konstant blieb.

Das Resultat für den Feldverstärkungsfaktor steht wieder in Spalte 6. Die beiden Werte stimmen recht gut miteinander überein, mit dem ersten dagegen schlechter. Die Differenz kann kaum noch als statistische Schwankung aufgefaßt werden. Jedoch bietet sich eine Deutung mit Hilfe der

unterschiedlichen Entmagnetisierungsfaktoren an, die bei der Größenordnung des ganzen Werts tatsächlich nur die Rolle kleiner Korrekturgrößen spielen. Die drei Zahlen zeigen $N_{Domäne} < N_{gesamt}$, demnach ist die normale Domäne langgestreckt und längsmagnetisiert (verglichen mit der etwa kugelförmigen Probe). Bei Nichtbeachtung der Fehlergrenzen deutet sich sogar $N_{Domäne} = N_{gesamt} - 0.3$ an, was bei $N_{ges.} = 1/3$ auf $N_{Domäne} \approx 0$ führt, also auf das bekannte Ergebnis, daß die ferromagnetischen Domänen von sehr langgestreckter Gestalt und längsmagnetisiert sind.

3. Temperaturabhängigkeit von B_n bei $B_{ext} = 18.3$ kG

Die Meßwerte für B_n zwischen 570° K und 670° K sind in Abb. 5 dargestellt. Die ausgezogene Kurve zeigt die Abhängigkeit $B_n(T)$, wie sie sich bei Gültigkeit der Formel (IV.10) mit dem oben diskutierten Wert -11.6 für die eingeklammerte Konstante und aus den Magnetisierungsdaten von Weiss und Forrer ergibt. Bei der Rechnung tritt das Problem des unbekannten Entmagnetisierungsfaktors von neuem auf, denn mit steigender Temperatur nimmt der Sättigungsgrad der Probe ab. Zugleich wird aber der M-abhängige Beitrag zu B_n absolut kleiner, so daß sich schließlich für alle N zwischen 0 und 0.7 praktisch derselbe Kurvenverlauf ergibt - ausgenommen die Umgebung von 640° K, in der Abweichungen bis zu 1 kG auftreten. Zur Verbesserung der Anpassung wurde weiter nichts getan, als die Temperaturskala konstant um 4° zu verschieben (vgl. die obere Abszisse). Das ist aus zwei Gründen gerechtfertigt: Einmal ist das Thermoelement nicht in diesem Temperaturbereich geeicht worden und kann daher um ca. 1° falsch anzeigen, zum anderen ist aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit des

Materials zwischen dem Brennfleck des Deuteronenstrahls und der Meßstelle für die Umgebung der angeregten Ni-Kerne ohnehin eine etwas höhere Temperatur zu erwarten. Dieser hier postulierte systematische Fehler in der Temperaturmessung ergibt sich auch aus der Betrachtung der Dämpfungskonstanten der beobachteten Spinrotationsspektren (siehe nächsten Abschnitt). Auch die nicht ganz statistische Streuung der Meßpunkte um die Kurve kann mit dieser Temperaturdifferenz in Zusammenhang gebracht werden, weil eine geringe Instabilität oder eine neue Fokussierung des Deuteronenstrahls nach Intensität oder Auftreffort sich für die folgenden Messungen entsprechend auswirkt. Mit Rücksicht auf diese Fehlerquellen kann die Übereinstimmung als befriedigend angesehen werden. (Der Wert für 649° K entstammt allerdings höchstwahrscheinlich einer Fehlmessung).

In diesem Zusammenhang müssen auch die bei $T > 730^{\circ}$ K durchgeführten Messungen noch einmal diskutiert werden. Sie hatten für den Verstärkungsfaktor des inneren Feldes die Größenordnung -1 ergeben. Demgegenüber liefert die Extrapolation der eben diskutierten Ergebnisse einen 11mal stärkeren Beitrag des Curie-Weißschen Paramagnetismus zum Feld am Kernort, wenn B_o / M_o temperaturunabhängig angenommen wird. Danach müßte das innere Feld bei $T = 1100^{\circ}$ K und $B_{ext} = 18.33$ kG nur $B_n = 18.04$ kG betragen haben, also um 1.6 % kleiner gewesen sein als B_{ext}, bei $T = 900^{\circ}$ K schon um 2.7 %. Dieselbe Variation hätte sich an den unter der Voraussetzung $B_n = B_{ext}$ berechneten g-Faktoren zeigen müssen. Die hier aufgedeckte Inkonsistenz der Ergebnisse ist nicht so signifikant, daß sie als völlig gesichert betrachtet werden könnte. Eine Bestätigung in einer erneuten, unabhängigen Untersuchung würde zu derzeit unerklärlichen Konsequenzen zwingen, denn die Größe des am Kernort wirkenden Felds hängt nach allen Viel-Elektronen-Rechnungen nur von den

inneren Elektronenschalen des eigenen Ions ab, jedoch in keiner Weise von dem Verhalten der benachbarten Ionen (WatF68). Als Ausweg bis zur Überprüfung dieses Sachverhalts wird daher die genaueste Messung unter den Hochtemperaturexperimenten, die Spinrotationsmessung bei 1100° K, auf diesen Effekt hin korrigiert und liefert dann

$$g = +\,0.301 \pm 0.001.$$

Diese noch nicht gesicherte Korrektur beeinträchtigt weder die kernphysikalische Diskussion, noch erfordert sie bei der gegenwärtigen Genauigkeit nennenswerte Änderungen in der vorstehenden Diskussion der inneren Magnetfelder.

4. Die Dämpfung der γ-Strahlen-Anisotropie

Die Abb. 6 zeigt die aus den Messungen ermittelten Dämpfungskonstanten λ. Die durchgezogene Linie ist nichts anderes als die Ableitung der Funktion $B_n(T)$ nach der Temperatur. Die quantitative Übereinstimmung läßt sich so deuten: Ein statistisches Schwanken der wahren Temperatur in einem Intervall ΔT erzeugt eine Magnetfeldverteilung der Breite $\Delta B = \frac{dB_n}{dT} \Delta T$, und diese wiederum eine Verteilung der beobachteten (doppelten) Larmorfrequenzen

$$\text{(IV.14)} \qquad \Delta(2\omega_L) = \frac{\Delta B_n}{B_n} \cdot 2\omega_L = \frac{2\omega_L}{B_n} \frac{dB_n}{dT} \Delta T ,$$

die durch Überlagerung zu einer mit $\lambda = \Delta(2\omega_L)$ abklingenden Oszillation im Spinrotationsspektrum führt. Da

$$\frac{2\omega_L}{B_n} = 2g \frac{\mu_K}{\hbar}$$

eine bekannte Konstante ist, läßt sich aus der Anpassung der Gleichung (IV.14) der einzige freie Parameter, ΔT, bestimmen. Die gezeichnete Kurve wurde mit einer Temperaturschwankung $\Delta T = 7^\circ$ berechnet. Demgegenüber war die Temperatur am Thermoelement besser als auf $\Delta T = 0.4^\circ$ konstant. Die Erklärung liegt zweifellos in dem zu langen Weg zwischen Brennfleck und Thermoelement. Wie an der Kurve $B_n(T)$ (Abb. 5) ersichtlich, ändert die durch die Temperaturschwankungen herbeigeführte Mittelung über 7° K die Meßwerte nicht nennenswert.

Nur bei den äußersten Temperaturwerten lassen sich trotz dieser apparativen Unzulänglichkeit echte Relaxationszeiten ermitteln. Die Spinrotationsmessung bei 1100° K zeigt über 3 μsec hinweg keinerlei Anzeichen einer Dämpfung der γ-Anisotropie. Daraus läßt sich auf eine Relaxationszeit von

mindestens 50 μsec schließen. Dem entspricht eine Linienbreite von $\frac{\Delta B}{B} < 7 \cdot 10^{-4}$. Dagegen ist bei 300° K die beobachtete Dämpfung doppelt so groß wie aufgrund der Temperaturschwankungen allein zu erwarten wäre. Die zusätzliche Dämpfung mit $\lambda = 1/\mu$sec entspricht einer Linienbreite von $\Delta B/B = 3.5 \cdot 10^{-2}$ oder $\Delta B = 1.7$ kG. Dies kann verglichen werden mit der Auflösung von 30 kG, die mit dem ^{61}Ni-Mössbauer-Niveau erreichbar ist. Die noch höhere Dämpfung der Oszillationen in der $B_{ext} = 0$ - Messung (Abb.7) entspricht einer Feldverteilung von mindestens 4 kG Breite. Demgegenüber zeigte die zitierte NMR-Messung nur 0.06 kG breite Linien. Dieser Unterschied ist noch nicht geklärt.

V. Schlußbetrachtung

Es war das Ziel dieser Arbeit, an einem für die Festkörperphysik interessanten Objekt aus der engeren Kernphysik Methoden der nuklearen Festkörperphysik an einem Beschleuniger auf ihre Anwendbarkeit zu prüfen und weiterzuentwickeln. Dabei ergab sich zunächst eine Erweiterung der kernphysikalischen Kenntnis der Ni-Isotope durch die erstmalige Bestimmung des g-Faktors und der Lebensdauer des ersten angeregten Niveaus in ^{63}Ni. Darüber hinaus erwies sich dieser Kern als eine geeignete Sonde für festkörperphysikalische Untersuchungen am Nickel. Durch seine höheren Werte für Lebensdauer und g-Faktor ermöglicht er Messungen mit weit besserer Auflösung als das bisher verwendete Mössbauer-Isotop ^{61}Ni. So konnte das am Kernort in metallischem Nickel wirkende Magnetfeld in seiner Abhängigkeit von der Temperatur und von dem externen Magnetfeld in weiten Bereichen auf einfache Weise untersucht werden. Dabei verursachte die Verwendung eines Beschleunigers zur Erzeugung der beobachteten Kerne im Rahmen der erreichten Meßgenauigkeit keine andere Störung in ihrem Verhalten als eine leichte zeitliche Abschwächung ihrer γ-Anisotropie, die teilweise noch durch unaufgelöste Schwankungen der Temperatur erklärt werden konnten. Eine Weiterentwicklung der Targetkonstruktion sollte in Verbindung mit dem hier erprobten Temperaturregler und -überwacher eine weit bessere Konstanz möglich machen.

Eine Analyse der Resultate für das innere Magnetfeld ergab weitgehende Übereinstimmung mit dem aus den makroskopischen Daten erwarteten Verhalten. Gewisse Unstimmigkeiten, die die Größe der paramagnetischen Effekte weit über der Curie-Temperatur betreffen, liegen noch so dicht an den Fehlergrenzen, daß sie zur endgültigen Klärung neue Messungen erfordern.

Literatur

ue65) N. Auerbach, Nucl. Phys. 76 (1966) 321

i68) E. Matthias, D. A. Shirley (Hersg)
Hyperfine Structure and Nuclear Radiations;
Proceedings of a Conference Held at Asilomar ,
North Holland Publ, Comp., Amsterdam 1968

e67) J. Bleck, Diplomarbeit, 1967
unveröffentlicht

eH69) J. Bleck, D. W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen, W. Ribbe and F. Sichelschmidt
Nucl. Phys. A123 (1969) 65

eHR69) J. Bleck, D. W. Haag and W. Ribbe
Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 169

eM70) J. Bleck, R. Michaelsen, W. Ribbe and W. Zeitz
Phys. Lett., wird veröffentlicht

rB69) T. J. Burch, J. I. Budnick and S. Skalski
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 846

hr.R65) J. Christiansen, E. Recknagel and G. Weyer
Phys. Lett. 20 (1966) 46

hrH67) J. Christiansen, P. Hindennach, U. Morfeld, E. Recknagel and D. Riegel, Nucl. Phys. A99 (1967) 345

hrM68) J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel, G. Weyer and W. Witthuhn, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 554

anH68) H. Danan, A. Herr and A. J. P. Meyer,
Journal of Applied Physics 39 (1968) 669

ulC63) R. H. Fulmer and A. L. McCarthy
Phys. Rev. 131 (1963) 2133

(FulD65) R. H. Fulmer and W. W. Daehnick
Phys. Rev. 139 (1965) B 579

(GamR67) Y. K. Gambhir and Ram Raj, M. K. Pal
Phys. Rev. 162 (1967) 1139

(Gra60) G. Gramberg, Z. f. Phys. 159 (1966) 125

(KisS63) L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen
Rev. of Mod.Phys. 35 (1963) 853

(LeeK65) Y. K. Lee, P. W. Keaton, E. T. Ritter, J. C. Walker
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 957

(LocG63) P. R. Locher and S. Geschwind
Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 333

(Mah70) H.-E. Mahnke, Dissertation, Berlin 1970, unveröffentlicht

(MatRS65) E. Matthias, S. S. Rosenblum and D. A. Shirley
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 46

(Mar68) A. Marelius, P. Sparman, T. Sundström
Table of nuclear lifetimes, in Asilomar 1968

(NDS) NDS Nuclear Data Sheets
Academic Press, London

(NoyAH58) H. Noya, A. Arima, H. Horie
Suppl. Prog. Theor. Phys. 8 (1958) 33

(ObeW61) F. E. Obenshain and H. F. Wegener
Phys. Rev. 121 (1961) 1344

(Schm37) T. Schmidt, Z. f. Phys. 106 (1937) 358

(Shi68) V. S. Shirley
Table of nuclear moments, in Asilomar 1968

trB63) R. L. Streever and L. H. Bennett
Phys. Rev. 131 (1963) 2000

/atF65) R. Watson, A. Freeman, Hyperfine Interactions in Magnetic Materials in
G. Rado, H. Suhl (Hersg.), Magnetism, Acad. Press, N.Y. (1965) Band IIA

/egO61) H. F. Wegener, F. E. Obenhain
Z. f. Phys. 163 (1961) 17

/ei51) V. F. Weißkopf
Phys. Rev. 83 (1951) 1073L

/eiF26) P. Weiss, R. Forrer,
Ann. de Phys. 15 (1926) 153

Diese Arbeit wurde im Sektor Physik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin ausgeführt.
Mit Rat und Tat haben dabei geholfen

E. Baltrusch, S. Hüfner, K. H. Lindenberger, K. Meschkowski, R. Michaelsen, E. Recknagel, W. Ribbe und W. Zeitz.

Ihnen allen sei hier gedankt.

Lebenslauf

Am 9.5.1942 wurde ich in Danzig geboren. Kurz vor der Niederschlagung des Faschismus 1945 siedelte ich nach Hamburg-Rahlstedt um, wo ich ab 1948 die Grundschule besuchte. Von 1950 bis 1958 besuchte ich die Volksschule und das Progymnasium in Westerland/Sylt, anschließend die Hindenburgschule in Oldenburg (Oldb.), wo ich 1961 das Abitur machte. Vom Sommersemester 1961 an studierte ich in Göttingen Physik. 1964 wechselte ich zur Freien Universität Berlin, wo ich 1967 mit einer Arbeit über "Untersuchungen zur Larmorpräzession des $5/2^+$ - 198 keV - Niveaus in ^{19}F nach Anregung durch eine Kernreaktion" das Diplomexamen in Physik ablegte. Seither bin ich im Hahn - Meitner - Institut für Kernforschung Berlin beschäftigt.